

# Компоненты тензоров нелинейных восприимчивостей третьего порядка нелинейно-оптических кристаллов KDP, DKDP и LiNbO<sub>3</sub>

И.А.Кулагин, Р.А.Ганеев, Р.И.Тугушев, А.И.Ряснянский, Т.Усманов

*Измерено соотношение между компонентами тензоров нелинейных восприимчивостей третьего порядка (ответственных за эффекты самовоздействия) кристаллов KDP, DKDP и LiNbO<sub>3</sub> на длине волны излучения Nd:YAG-лазера ( $\lambda = 1064$  нм). Измерения проведены на основе анализа поляризационных зависимостей пропускания сфокусированного излучения в схеме z-сканирования. Полученные поляризационные зависимости эффективной керровской нелинейности соответствуют тензору четвертого ранга, симметричному по всем индексам. Измеренные керровские нелинейности, ответственные за самовоздействие o-поляризованного излучения, для кристаллов KDP и LiNbO<sub>3</sub> составили  $(1.75 \pm 0.55) \times 10^{-14}$  и  $(2.4 \pm 0.8) \times 10^{-13}$  ед. СГСЭ соответственно.*

**Ключевые слова:** нелинейно-оптические кристаллы, нелинейная восприимчивость, анизотропные среды.

## 1. Введение

Наиболее эффективные преобразователи частоты и устройства управления параметрами излучения основаны на нелинейно-оптических процессах второго порядка (генерация второй гармоники, параметрическая генерация и усиление света, смещение частот, электрооптический эффект и пр.). Развитие техники генерации и усиления фемтосекундных лазерных импульсов и соответствующий рост интенсивности излучения приводят к необходимости учета влияния на нелинейно-оптические процессы второго порядка нелинейных эффектов более высокого порядка [1, 2]. К последним в первую очередь относится самовоздействие лазерного излучения, т.е. процессы, связанные с изменением показателя преломления и поглощения среды в сильном световом поле.

Несмотря на широкое использование нелинейно-оптических кристаллов, их высшие нелинейности исследованы довольно слабо. Ранее были определены нелинейные восприимчивости третьего порядка лишь для отдельных диапазонов спектра и лишь для определенной ориентации кристаллов (см., напр., [3–5]). Анизотропия керровских нелинейностей анализировалась гораздо реже [6].

В настоящей работе проведены анализ и измерения соотношения компонент тензоров нелинейных восприимчивостей третьего порядка кристаллов KDP, DKDP и LiNbO<sub>3</sub> на длине волны 1064 нм на основе исследования поляризационных зависимостей пропускания сфокусированного излучения в схеме z-сканирования.

## 2. Основные соотношения

При наличии в среде излучения с частотой  $\omega$  компоненты тензора нелинейной поляризации третьего порядка могут быть представлены в виде

$$P_i^{(3)}(\omega) = \frac{3}{4} \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega = -\omega + \omega + \omega) E_j^* E_k E_l, \quad (1)$$

где  $E_{i,j,k,l}$  – напряженности полей взаимодействующих волн. Тензор четвертого ранга  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  обладает известными свойствами частотно-перестановочной симметрии [7]. В частности, данный тензор симметричен по перестановке последней пары индексов. В пренебрежении частотной дисперсией тензор  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  является полностью симметричным. Очевидно, что данное приближение можно использовать вдали от спектральных областей поглощения излучения.

При анализе распространения линейно поляризованного излучения в анизотропных средах амплитуду поля можно разложить на ортогонально поляризованные компоненты и проанализировать взаимодействие обыкновенно (o) и необыкновенно (e) поляризованных волн, используя уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_i}{\partial z} + \beta_i \frac{\partial E_i}{\partial x} - \frac{i}{2k_i} \Delta_{\perp} E_i \\ = -i \sum_{j,k,l} \gamma_{ijkl} E_j^* E_k E_l \exp(-i\Delta k z) - \alpha_i E_i, \end{aligned} \quad (2)$$

$$i, j, k, l = o, e,$$

где  $k_i = (2\pi/\lambda)n_i$  – волновое число;  $\gamma_{ijkl} = [g\pi^2/(\lambda n_i)]\chi_{ijkl}^{(3)}$  – коэффициенты нелинейной связи;  $\beta_i$  – угол двулучепреломления;  $\alpha_i$  – коэффициент линейного поглощения;  $\Delta k = k_i + k_j - k_k - k_l$  – фазовая расстройка,  $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 +$

И.А.Кулагин, Р.А.Ганеев, Р.И.Тугушев, А.И.Ряснянский, Т.Усманов. НПО «Академприбор» АН Республики Узбекистан, 700125 Ташкент, Академгородок; e-mail: kulagin@mail.tps.uz

Поступила в редакцию 3 ноября 2003 г., после доработки – 10 марта 2004 г.

$\partial^2/\partial y^2$ ;  $g = 1, 3, 6$  – степень вырождения;  $n_i$  – показатель преломления;  $\lambda$  – длина волны излучения. Необходимо отметить, что здесь тензор  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  приведен в системе координат пучков лазерного излучения. В (2) полагается, что процессы второго порядка не оказывают существенного влияния на распространение волн (условия фазового синхронизма для процесса генерации второй гармоники не выполняются, т. е.  $\Delta k_2 \gg (8\pi\chi^{(2)})^2/(3n_o\lambda\chi^{(3)})$ ). Из (2) следует, что в анизотропных средах измерение нелинейных восприимчивостей осложняется двулучепреломлением.

При наличии двулучепреломления ортогонально поляризованные компоненты из-за бокового сноса распространяются под углом друг к другу и взаимодействие различных областей пучков изменяется вдоль продольной координаты. Члены под знаком суммы в (2) описывают самовоздействие ( $i = j = k = l$ ), кросс-воздействие ( $i = l \neq j = k$ ), усиление ( $i = j \neq l = k$ ) и генерацию ( $i \neq j = l = k$ )  $i$ -й компоненты. Наряду с нелинейностью вклад каждого члена определяется фазовой расстройкой  $\Delta k$  и амплитудой соответствующих компонент поля. Таким образом, выбирая необходимые ориентацию нелинейного кристалла и интенсивность излучения, можно разделить вклад разных членов нелинейной поляризации.

В условиях незначительного влияния членов, описывающих усиление и генерацию соответствующей компоненты, и в пренебрежении перераспределением интенсивности светового пучка за счет нелинейной рефракции (когда длина среды меньше дифракционной длины) и нелинейного поглощения в нелинейной среде эффекты самовоздействия и кросс-воздействия изменяют пространственно-временное распределение фазы излучения. В этом случае распределение поля на выходе одноосной нелинейной среды может быть описано простым выражением

$$E_i(z, x, y, t) = (1 - R_i)^{1/2} E_{i0}(z, x, y, t) \times \exp\{-\alpha_i L/2 - i[\gamma_{iiii} L_{\text{eff}} I_i(z, x, y, t) + \gamma_{ijij} \int e^{-\alpha_j z} I_j(z, x + \beta_j z, y, t) dz]\}, \quad (3)$$

где  $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha_i L)]/\alpha_i$  – эффективная длина нелинейного взаимодействия;  $L$  – длина среды;  $R_i$  – коэффициент отражения. Из анализа выражения (3) можно сделать вывод, что вклад различно поляризованных компонент в общее распределение поля определяется как углами двулучепреломления, интенсивностью излучения и длиной нелинейной среды, так и пространственным распределением лазерного излучения на входе. В случае достаточного протяженной среды боковой снос приводит к уменьшению длины эффективного взаимодействия ортогонально поляризованных компонент.

Выражение (3) использовалось в качестве граничного условия для восстановления распределения поля  $E_T(z, x, y, t)$  в зоне приемника излучения в схеме  $z$ -сканирования с ограничивающей диафрагмой. Для получения выражений для распределения интенсивности применялся метод разложения гауссовой функции, традиционно использующийся в методике  $z$ -сканирования [8].

Нормированное пропускание  $T(z)$  на ограниченной апертуре приемника определялось на основе соотношения

$$T(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \{|E_{\text{or}}(z, x, y, t)|^2 \cos^2 \psi + |E_{\text{er}}(z, x, y, t)|^2 \sin^2 \psi\} dx dy dt \times \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} |E_{\text{or}}(z, x, y, t)|^2 dx dy dt \right]^{-1}, \quad (4)$$

где  $E_{\text{or}}(z, x, y, t)$  – распределение поля о-поляризованного излучения в зоне приемника при отсутствии нелинейностей в кристалле;  $\psi$  – угол, задающий направление поляризации. Выражение (4) описывает зависимость коэффициента пропускания от положения нелинейного кристалла относительно перетяжки пучка.

Вид тензора  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  определяется симметрией кристалла. В бездисперсионном приближении керровские нелинейности третьего порядка кристаллов KDP (класс симметрии  $42m$ ) и кристаллов LiNbO<sub>3</sub> (класс симметрии  $3m$ ) имеют четыре независимые компоненты. Для излучения, направленного под углами  $\theta$  и  $\varphi$  к осям кристалла, керровские нелинейности для кристалла класса симметрии  $42m$  выражаются через эти компоненты следующим образом:

$$\chi_{\text{oooo}}^{(3)} = \chi_{11} - \frac{1}{2}(\chi_{11} - 3\chi_{12}) \sin^2 2\varphi, \quad (5)$$

$$\chi_{\text{ooeo}}^{(3)} = \chi_{\text{eoco}}^{(3)} = \frac{1}{2}(\chi_{11} - 3\chi_{12}) \sin^2 2\varphi \cos^2 \theta + \chi_{12} \cos^2 \theta + \chi_{23} \sin^2 \theta, \quad (6)$$

$$\chi_{\text{eeee}}^{(3)} = \chi_{\text{oooo}}^{(3)} \cos^4 \theta + \frac{3}{2} \chi_{23} \sin^2 2\theta + \chi_{33} \sin^4 \theta, \quad (7)$$

тогда как керровские нелинейности для кристалла класса  $3m$  имеют вид

$$\chi_{\text{oooo}}^{(3)} = 3\chi_{12}, \quad (8)$$

$$\chi_{\text{ooeo}}^{(3)} = \chi_{\text{eoco}}^{(3)} = \chi_{12} \cos^2 \theta + \chi_{14} \sin 3\varphi \sin 2\theta + \chi_{23} \sin^2 \theta, \quad (9)$$

$$\chi_{\text{eeee}}^{(3)} = 3\chi_{12} \cos^4 \theta - 4\chi_{14} \sin 3\varphi \sin \theta \cos^3 \theta + \frac{3}{2} \chi_{23} \sin^2 2\theta + \chi_{33} \sin^4 \theta. \quad (10)$$

В (5) и (6) использовалась сокращенная форма записи компонент тензора четвертого порядка с помощью двух индексов [7]. Из (5)–(7) и (8)–(10) видно, что анизотропия керровской нелинейности определяется соотношением между компонентами тензора и может быть довольно существенной. Для анализа этого соотношения нами были проведены экспериментальные исследования нелинейных восприимчивостей кристаллов, вырезанных под разными углами, при различных соотношениях между о- и е-компонентами линейно поляризованного лазерного излучения в схеме  $z$ -сканирования. Метод  $z$ -сканирования является сравнительно простым однолучевым методом измерения нелинейно-оптических характеристик и основан на анализе изменения пропускания образца, расположенного в области перетяжки сфокусированного из-

лучения, с помощью приемника, поле зрения которого ограничено апертурой [8].

### 3. Методика измерений

В экспериментах применялся пикосекундный Nd:YAG-лазер ( $\lambda = 1064$  нм,  $\tau = 55$  пс,  $W = 2$  мДж) с частотой следования импульсов 2 Гц [9]. Отличие используемой схемы измерений от схемы, приведенной в [9], состояло в том, что перед фокусирующей линзой с фокусным расстоянием 25 см был установлен вращатель поляризации.

Измерения тензоров нелинейной восприимчивости проводились в нелинейных кристаллах KDP ( $L = 1$  и 2 см,  $\theta = 90^\circ$  и  $59^\circ$ ), DKDP ( $L = 1$  см,  $\theta = 0$ ) и LiNbO<sub>3</sub> ( $L = 0.8$  см,  $\theta = 90^\circ$ ). Методика измерений поляризационных зависимостей нелинейных восприимчивостей основывалась на следующем. При длине образца, меньшей дисперсионной длины, и отсутствии нелинейного поглощения разность между максимальным и минимальным значениями нормированного пропускания в зависимости его от положения образца пропорциональна керровской нелинейности. Анализ изменения максимального или минимального значения пропускания при различной поляризации излучения позволяет определить соотношение между эффективными керровскими нелинейностями, поскольку в отсутствие нелинейного поглощения зависимости пропускания от положения образца имеют симметричный вид относительно точки перетяжки пучка ( $z = 0$ ). Под эффективной нелинейной восприимчивостью здесь понимается нелинейность, определяемая при произвольных ориентации кристалла и направлениях поляризации излучения.

В эксперименте при сканировании образца вдоль координаты  $z$  находилась точка  $z_{\min}$ , в которой пропускание было минимальным (рис.1). На рис.1 приведены характерные экспериментальная и расчетная зависимости нормированного пропускания от положения образца (кристалл KDP длиной 1 см, вырезанный под углами  $\theta = 90^\circ$  и  $\varphi = 45^\circ$ ). Образец помещался в данную точку, и проводилось измерение зависимости пропускания от направления поляризации лазерного излучения.

Процедура обработки результатов включала в себя усреднение измерений по заданному числу точек ( $N = 20$ ), а также отбраковку индивидуальных измерений при сильных флуктуациях интенсивности падающего излучения. Это позволило существенно снизить общую погреш-

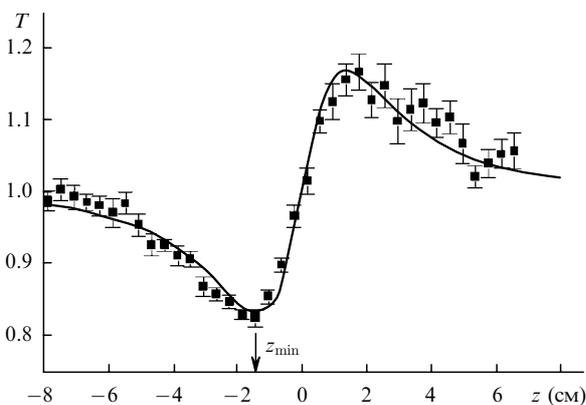


Рис.1. Характерные экспериментальная (точки) и расчетная (кривая) зависимости нормированного пропускания  $T$  от положения кристалла KDP ( $\theta = 90^\circ$  и  $\varphi = 45^\circ$ ).

ность измерений пропускания образца в каждой точке. Управление работой измерительной системы осуществлялось персональным компьютером.

### 4. Результаты измерений и их обсуждение

Для определения соотношения между компонентами нелинейной восприимчивости были использованы кристаллы, вырезанные под разными углами. На рис.2 приведены зависимости пропускания от угла поляризации  $\psi$  в кристалле KDP ( $L = 1$  см), вырезанном под углами  $\theta = 90^\circ$  и  $\varphi = 45^\circ$ , при различных интенсивностях излучения. Видно, что с ростом интенсивности происходит уменьшение пропускания, тогда как размах осцилляций этих зависимостей практически не изменяется. В данном кристалле угол двулучепреломления  $e$ -поляризованной компоненты равен нулю. Показатели преломления  $o$ - и  $e$ -поляризованных компонент различны, и фазовая расстройка для процессов усиления и генерации новых компонент является существенной. Оценки вклада различных членов суммы в (2) показывают, что при используемых интенсивностях излучения ( $I < 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>) влиянием генерации и усиления компоненты излучения в поле ортогональной компоненты можно пренебречь. В этом случае при выполнении условий тонкой среды [8] ( $L < R_d$ , где  $R_d$  – дифракционная длина излучения) с учетом (2)–(4) минимальное пропускание  $T_{\min}$  в зависимости от угла  $\psi$  может быть определено как

$$T_{\min}(\psi) = C(\psi) + \mu\rho^2 S(\psi) - \Gamma [\chi_{oooo}^{(3)} C^2(\psi) + 2(l + \mu) \times \rho\chi_{oeoe}^{(3)} C(\psi)S(\psi) + l\mu\rho^2\chi_{eeee}^{(3)} S^2(\psi)], \quad (11)$$

где

$$C(\psi) = \cos^2 \psi; \quad S(\psi) = \sin^2 \psi; \quad \Gamma = \frac{3\pi^2 b s}{\lambda n_o} |E_0|^2 L_{o\text{eff}};$$

$$\rho = \frac{1 - R_e}{1 - R_o}; \quad \mu = \exp[(\alpha_o - \alpha_e)L]; \quad l = \frac{n_o L_{e\text{eff}}}{n_e L_{o\text{eff}}};$$

$b$  и  $s$  – коэффициенты, определяемые на основе стандартной методики  $z$ -сканирования ( $b = 0.203$ , для гауссова временного распределения интенсивности  $s = 1/\sqrt{2}$  [8]). Сплошные кривые на рис.2 получены методом наименьших квадратов из выражения (11). При расчетах использовались показатели преломления ( $n_o = 1.4954$  и  $n_e =$

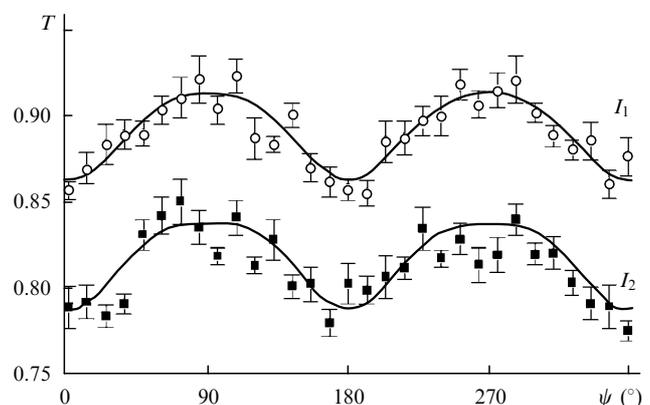


Рис.2. Зависимости нормированного пропускания  $T$  кристалла KDP ( $\theta = 90^\circ$  и  $\varphi = 45^\circ$ ) от угла поляризации  $\psi$  при соотношении интенсивностей  $I_1 : I_2 = 0.65 : 1$  и  $I_1 = 54$  ГВт/см<sup>2</sup>.

1.4604) и коэффициенты отражения, вычисленные с помощью выражений, приведенных в [10]. Также были использованы коэффициенты поглощения [10] на  $\lambda = 1054$  нм ( $\alpha_o = 0.058 \text{ см}^{-1}$  и  $\alpha_e = 0.02 \text{ см}^{-1}$ ). На основе данных зависимостей и выражений (5)–(7) получено следующее соотношение между компонентами тензора нелинейной восприимчивости:

$$0.5\chi_{11} + 1.5\chi_{12} = 2.34\chi_{23} = 1.11\chi_{33}. \quad (12)$$

Погрешность этого соотношения определялась погрешностью измерений и погрешностью обработки результатов измерений. В большинстве измерений погрешность составляла 2 %.

Рассчитанная с помощью (11) керровская нелинейность  $\chi_{ooo}^{(3)}$  составила  $(1.75 \pm 0.55) \times 10^{-14}$  ед. СГСЭ. Напомним, что  $\chi^{(3)}$  (в ед. СГСЭ) =  $(9/4\pi) \times 10^8 \chi^{(3)}$  (в СИ). Наибольшую погрешность абсолютных измерений керровских нелинейностей ( $\pm 30\%$ ) вносила погрешность определения интенсивности излучения, зависящая в основном от погрешности измерения размеров фокального пятна (или дифракционной длины) и длительности импульсов лазерного излучения. Для снижения погрешности размеры фокального пятна уточнялись с помощью известного соотношения между дифракционной длиной, которая в данном случае была равна 1.6 см, и расстоянием между максимумом и минимумом пропускания, полученным при использовании традиционного метода z-сканирования для длин образцов, меньших дифракционной длины (т. е. в условиях тонкой среды) [8].

Для определения соотношений между компонентами тензора нелинейной восприимчивости  $\chi_{11}$  и  $\chi_{12}$  мы использовали кристалл DKDP, вырезанный вдоль кристаллической оси. В этом случае показатели преломления ортогонально поляризованных компонент равны друг другу, что может приводить к генерации ортогонально поляризованной компоненты (или, другими словами, к вращению поляризации излучения в нелинейной среде). Для нелинейной восприимчивости, ответственной за самовоздействие линейно поляризованного излучения, остается справедливым выражение (5), где  $\varphi$  – угол между направлением поляризации и кристаллической осью X. Выражение для нелинейной восприимчивости, ответственной за генерацию ортогональной компоненты, будет иметь следующий вид:

$$\chi_{\perp}^{(3)} = \frac{1}{4}(\chi_{11} - 3\chi_{12}) \sin 4\varphi. \quad (13)$$

Из (13) получаем, что при  $\varphi = \pi/4$  данная нелинейность равна нулю. Из (5) следует, что с помощью измерения соотношения между керровскими нелинейностями при  $\varphi = 0$  и  $45^\circ$  возможно определение соотношения между  $\chi_{11}$  и  $\chi_{12}$ . Измерения керровских нелинейностей проводилось на основе анализа зависимостей пропускания от положения образца относительно перетяжки. Измеренное соотношение между нелинейностями при развороте угла поляризации на  $45^\circ$  составило 0.71, что приводит к следующему соотношению между компонентами:  $\chi_{12} = 0.14\chi_{11}$ .

На рис.3 показаны зависимости нормированного пропускания от угла поляризации кристалла KDP длиной 2 см, вырезанного под углами  $\theta = 59^\circ$  и  $\varphi = 0$ , при различных интенсивностях основного излучения. В этих условиях влияние двулучепреломления приводит к про-

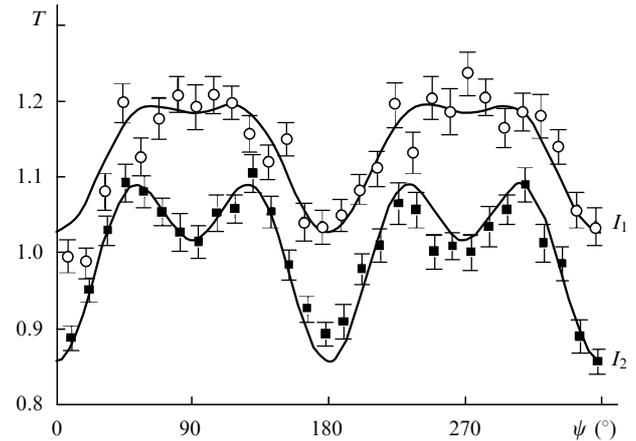


Рис.3. Зависимости нормированного пропускания  $T$  кристалла KDP ( $\theta = 59^\circ$  и  $\varphi = 0$ ) от угла поляризации  $\psi$  при  $I_1 : I_2 = 0.45 : 1$  и  $I_1 = 16 \text{ ГВт/см}^2$ .

странственному «развалу» пучков обыкновенной и необыкновенной поперечных компонент. В нашем случае характерный размер зоны взаимодействия ортогонально поляризованных пучков  $a/\beta_i \sim 0.2 \text{ см}$  (где  $a$  – радиус пучка), что значительно меньше длины кристалла. Таким образом, при интенсивностях  $I < 10^{11} \text{ Вт/см}^2$  средним членом в квадратных скобках в (11) можно пренебречь.

Смещение пучков относительно друг друга приводит к различию в положениях областей максимальных интенсивностей ортогонально поляризованных компонент на приемнике. При ограниченной апертуре приемника это вызывает изменение амплитуды осцилляций. Следовательно, при наличии двулучепреломления коэффициент  $\rho$  также зависит от геометрии эксперимента. Из рис.3 видно, что в наших условиях изменение коэффициента  $\rho$ , обусловленное двулучепреломлением, ведет к увеличению размаха осцилляций. Сплошными линиями приведены зависимости, полученные при  $\mu\rho^2 = 1.13$  и определенном выше соотношении между компонентами тензора нелинейной восприимчивости. Из рис.3 следует также, что при различных интенсивностях расчетные и экспериментальные зависимости хорошо согласуются между собой.

Таким образом, при соответствующей ориентации кристалла влияние керровских нелинейностей приводит к дополнительной модуляции поляризационных зависимостей пропускания интенсивного излучения. Согласование экспериментальных и расчетных зависимостей, полученных при разных углах ориентации кристалла и интенсивностях лазерного излучения, свидетельствует о возможности использования бездисперсионного приближения для анализа тензорных свойств керровских нелинейностей в исследуемом спектральном диапазоне. Отметим, что в этом диапазоне энергия кванта излучения в шесть раз меньше ширины запрещенной зоны кристалла KDP.

Был также проведен анализ анизотропии керровской нелинейности в кристаллах LiNbO<sub>3</sub>. На рис.4 приведены зависимости пропускания от угла поляризации излучения в кристалле LiNbO<sub>3</sub> длиной 0.8 см, вырезанном под углом  $\theta = 90^\circ$ . Сравнительно небольшие коэффициенты линейного поглощения кристалла LiNbO<sub>3</sub> ( $\alpha_o = 0.0019 - 0.0023$  и  $\alpha_e = 0.0014 - 0.0019 \text{ см}^{-1}$  [10]) не должны приводить к существенным осцилляциям подобных зависимостей при небольших интенсивностях. Однако из-за доста-

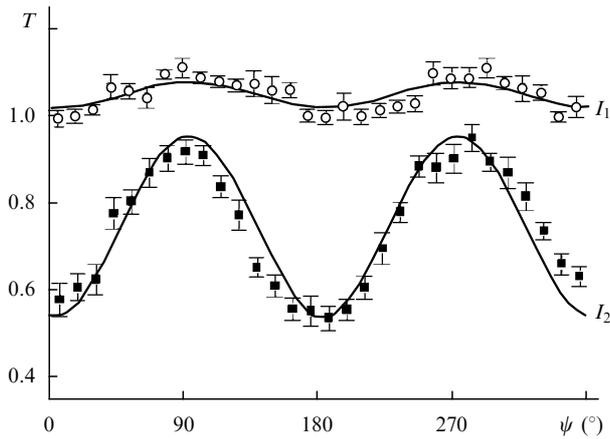


Рис. 4. Зависимости нормированного пропускания  $T$  кристалла  $\text{LiNbO}_3$  ( $\theta = 90^\circ$ ) от угла поляризации  $\psi$  при  $I_1 : I_2 = 0.042 : 1$  и  $I_1 = 1.5 \text{ ГВт/см}^2$ .

точно большого различия коэффициентов отражения ортогонально поляризованных компонент происходит увеличение размаха данных осцилляций. В расчетах использовались коэффициенты преломления, полученные с помощью дисперсионных формул [10] ( $n_o = 2.2337$  и  $n_e = 2.1495$ ). С ростом интенсивности размах осцилляций возрастает. Анализ данных зависимостей на основе выражения (11) привел к следующим соотношениям между компонентами керровской нелинейности:

$$\chi_{12} = 1.2\chi_{23} = 1.4\chi_{33}. \quad (14)$$

Полученная из (11) керровская нелинейность для о-поляризованного излучения  $\chi_{\text{oooo}}^{(3)}$  составила  $(2.4 \pm 0.7) \times 10^{-13}$  ед. СГСЭ.

С помощью найденных величин и соотношений между компонентами нелинейностей можно определить различные виды нелинейностей третьего порядка, в частности нелинейности, ответственные за самовоздействие излучения, за кросс-воздействие излучений на разных частотах, а также за преобразование частоты.

В литературе наряду с величинами нелинейностей приводятся значения нелинейной добавки к показателю преломления  $n_2 = (3\pi/n_o)\chi_k^{(3)}$  [11]. Необходимо отметить, что существуют различные представления нелинейностей и нелинейной добавки к показателю преломления. В настоящей работе мы использовали представления, введенные в работах [8, 11]. Нелинейные добавки к показателю преломления  $n_2$  или  $\gamma$  вводятся на основе следующих соотношений [8]:

$$n = n_o + n_2 \frac{|E_0|^2}{2} = n_o + \gamma I, \quad (15)$$

где  $E_0$  – напряженность поля световой волны. Величина  $n_2$ , как правило, измеряется в системе СГСЭ, тогда как  $\gamma$  – в  $\text{м}^2/\text{Вт}$  (или  $\text{см}^2/\text{Вт}$ ). Эти два коэффициента связаны между собой соотношением  $n_2 = cn_o\gamma/(40\pi)$  (здесь скорость света  $c$  и  $\gamma$  берутся в системе СИ) [8]. Необходимо также отметить, что в отдельных работах коэффициент  $\gamma$  обозначается как  $n_2$ .

Для кристалла  $\text{LiNbO}_3$  ( $\theta = 90^\circ$ ) нами получены значения  $n_2 = 10.1 \times 10^{-13}$  ед. СГСЭ ( $\gamma = 1.9 \times 10^{-15} \text{ см}^2/\text{Вт}$ ) и  $n_2 = 2.5 \times 10^{-13}$  ед. СГСЭ ( $\gamma = 0.49 \times 10^{-15} \text{ см}^2/\text{Вт}$ ) для о- и е-поляризованного излучения соответственно. Измеренная в работе [12] величина  $n_2 = 4.8 \times 10^{-13}$  ед. СГСЭ

близка к значениям, полученным нами. В то же время оцененная на основе анализа изменения частоты при параметрической генерации света с накачкой излучением с  $\lambda = 800 \text{ нм}$  величина  $\gamma = 8.5 \times 10^{-15} \text{ см}^2/\text{Вт}$  [13] в периодической структуре  $\text{LiNbO}_3$  значительно превышает измеренные нами значения в монокристаллическом  $\text{LiNbO}_3$ . Наряду с изменением структуры это может быть обусловлено, в частности, сравнительно большой дисперсией  $\text{LiNbO}_3$ . В области  $\lambda = 532 \text{ нм}$  нелинейность данного кристалла почти на порядок превышает его нелинейность на  $\lambda = 1064 \text{ нм}$  [12].

Расчитанные на основе измеренных значений нелинейностей и соотношений между компонентами нелинейностей, а также в предположении, что эти соотношения в кристаллах KDP и DKDP одинаковы, величины  $n_2$  в кристалле KDP ( $\theta = 90^\circ$  и  $\varphi = 45^\circ$ ) составили  $1.1 \times 10^{-13}$  и  $1.0 \times 10^{-13}$  ед. СГСЭ для о- и е-поляризованного излучения. При этом величины  $\gamma$  равны соответственно  $3.1 \times 10^{-16}$  и  $2.9 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ . Данные значения в пределах точности измерений близки к значениям  $n_2$ , измеренным в кристалле KDP в работе [3] ( $0.78 \times 10^{-13}$  и  $0.72 \times 10^{-13}$  ед. СГСЭ для о- и е-поляризованного излучения), и значениям  $\gamma$ , полученным в кристалле DKDP в работе [14] ( $3.2 \times 10^{-16}$  и  $2.84 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ ). В кристалле KDP ( $\theta = 0$ ) для поляризованного вдоль кристаллической оси  $X$  излучения кубическая нелинейность, определенная нами, составляет  $2.5 \times 10^{-14}$  ед. СГСЭ. Измеренная в [15] нелинейность кристалла KDP для указанной ориентации равнялась  $1.43 \times 10^{-14}$  ед. СГСЭ. Учитывая точность ( $\pm 50\%$ ), с которой проводились данные измерения, выполненные на основе определения критической мощности самофокусировки, и в этом случае соответствие можно считать удовлетворительным.

С помощью дисперсионного правила Миллера ( $\chi_{ijkl}^{(3)}/(\chi_{ii}^{(1)}\chi_{jj}^{(1)}\chi_{kk}^{(1)}\chi_{ll}^{(1)}) = \delta_{ijkl}$ , где  $\delta_{ijkl}$  – не зависящая от частоты постоянная) возможна оценка нелинейных параметров прозрачных материалов в различных спектральных диапазонах. При  $\theta = 90^\circ$  и  $\varphi = 45^\circ$  вычисленные на основе наших измерений коэффициенты  $\gamma$ , ответственные за кросс-воздействие излучения с  $\lambda = 800 \text{ нм}$  на излучение с  $\lambda = 400 \text{ нм}$ , составили  $3.5 \times 10^{-16}$  и  $3.1 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$  для о- и е-поляризованного излучений. Измеренные в [16] значения  $\gamma$  для кристаллов DKDP были равны  $(4.35 \pm 0.97) \times 10^{-16}$  и  $(4.61 \pm 0.72) \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$  для о- и е-поляризованного излучений. В пределах точности измерений значения  $\gamma$  для о-поляризованного излучения близки друг другу.

Из проведенного сравнения можно заключить, что полученные нами результаты объясняют различия в абсолютных значениях нелинейностей, измеренных в работах [3] и [16] при разной ориентации нелинейных кристаллов.

## 5. Заключение

Выполнен анализ поляризационных зависимостей пропускания сфокусированного излучения в нелинейных кристаллах на  $\lambda = 1064 \text{ нм}$ . Наблюдаемые зависимости могут быть объяснены влиянием керровских нелинейностей. Из анализа этих зависимостей определены соотношения между компонентами тензора керровской нелинейности в кристаллах KDP, DKDP,  $\text{LiNbO}_3$ . При этом показано, что в кристаллах KDP в данном спектральном диапазоне керровские нелинейности могут быть предста-

влены в рамках бездисперсионной модели. Измерены керровские нелинейности, на основе которых можно определить компоненты тензора нелинейной восприимчивости и сами нелинейности при разных углах ориентации кристаллов. Проведено сравнение полученных результатов с измерениями других авторов.

Работа выполнена при поддержке Украинского научно-технического центра (УНТЦ, соглашение № Uzb-29).

1. Chien C.Y., Korn G., Coe J.S., Squier J., Mourou G., Craxton R.S. *Opt. Lett.*, **20**, 353 (1995).
2. Ганеев Р.А., Кулагин И.А., Сапаев У.К., Усманов Т. *Оптика и спектроскопия*, **88**, 336 (2000).
3. Adair R., Chase L.L., Payne A.A. *Phys. Rev. B*, **39**, 3337 (1989).
4. Sheik-Bahae M., Hutchings D.C., Hagan D.J., Van Stryland E.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 1296 (1991).
5. Sheik-Bahae M., Ebrahinzadeh M. *Opt. Commun.*, **142**, 294 (1997).
6. DeSalvo R., Sheik-Bahae M., Said A.A., Hagan D.J., Van Stryland E.W. *Opt. Lett.*, **18**, 194 (1993).
7. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. *Основы кристаллооптики* (М.: Наука, 1979).
8. Sheik-Bahae M., Said A.A., Tai-Huei Wei, Hagan D.J., Van Stryland E.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 760 (1990).
9. Ганеев Р.А., Камалов Ш.Р., Кулагин И.А., Зиновьев А.В., Редко-речев В.И., Рясянский А.И., Тугушев Р.И., Усманов Т. *ПТЭ*, № 5, 138 (2002).
10. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Berlin: Springer-Verlag, 1999).
11. Райнтжес Дж. *Нелинейные оптические параметрические процессы в жидкостях и газах* (М.: Мир, 1987).
12. DeSalvo R., Said A.A., Hagan J., Van Stryland E.W., Sheik-Bahae M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 1324 (1996).
13. Meng X., Diels J.-C., Kuehike D., Batchko R., Byer R. *Opt. Lett.*, **26**, 265 (2001).
14. Kurnit N.A., Shimada T., Sorem M.S., Taylor A.J., Rodriguez G., Clement T.S., Fearn H., James D.F., Milonni P.W. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3047**, 387 (1996).
15. Smith W.L., Bechtel J.H., Bloembergen N. *Phys. Rev. B*, **12**, 706 (1975).
16. Rodriguez G., Taylor A.J. *Opt. Lett.*, **23**, 858 (1998).